Die Abklingungszeiten der Fluoreszenz von Farbstofflösungen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Philosophischen Fakultät
der Friedrich Wilhelm-Universität
zu Berlin

von

Enrique Gaviola
aus Mendoza in Argentinien

Tag der Promotion: 21. Dezember 1926

1 9 2 6

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

Referenten:
Geheimrat Nernst, Professor von Laue

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus den „Annalen der Physik“
Band 81, Heft 23. 1926

HERRN

PROFESSOR DR. RICHARD GANS

in Erinnerung an seine
Lehrjahre in La Plata

ehrfurchtsvoll gewidmet

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544324_0070

Zur Untersuchung der zeitlichen Veränderung des elektrischen Kerreffektes in Flüssigkeiten bei rasch abnehmender Feldstärke verwandten Abraham und Lemoine[1]) als erste eine sehr empfindliche Anordnung.

Die Anordnung war die folgende (Fig. 1).

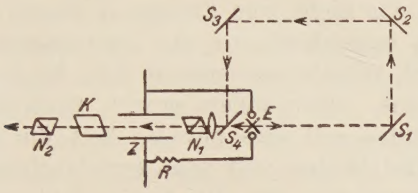

Fig. 1

Die Kondensatorplatten Z waren in einer mit Schwefelkohlenstoff gefüllten Zelle eingetaucht und mit den Polen eines Hochspannungstransformators verbunden. Die Zelle befand sich zwischen zwei gekreuzten Nikols N_1 und N_2 so, daß die Kraftlinien des elektrischen Feldes gegen die Polarisationsebenen Winkel von 45° bildeten. Der Kondensator Z wurde durch die Funkenstrecke E und den Widerstand R entladen. E diente als Lichtquelle. Das Licht vom Funken E konnte entweder die Zelle Z direkt erreichen oder nach Spiegelung an S_1, S_2, S_3 und S_4. Mittels eines Kalkspates, dessen Hauptebene parallel der Polarisationsebene von N_1 lag, und durch Drehung des Nikols N_2 wurde die beim Durchgang durch Z erfolgte Phasenverschiebung α der beiden Komponenten des Lichtes E gemessen. Abraham und Lemoine fanden nun, daß, wenn das Licht von E auf dem kürzesten Weg durch die Zelle ging, die Phasenverschiebung am größten war, und daß sie abnahm, wenn der vom Lichte zurückgelegte Weg (durch Entfernen der

1) Compt. rend. **129.** S. 206. 1899.

Spiegel S_1 und S_2) vergrößert wurde. Eine Vergrößerung des Lichtweges um 80 cm brachte die Phasenverschiebung α auf die Hälfte herunter.

Gottling[1]) benutzte dann die obige Anordnung zur Messung kurzer Leuchtabklingungszeiten. Er erregte mittels des Funkens E ein Fluoreszenzleuchten und ließ dann das Fluoreszenzlicht auf möglichst kurzem Wege durch die Zelle Z gehen. Er verglich dann den so gewonnenen Wert der Phasenverschiebung mit den Werten, die gemessen wurden, wenn das Licht vom Funken E nach Zurücklegen verschiedener Lichtwege durch die Zelle Z ging. Es ergab sich, daß bei gleichen Lichtwegen die mit Fluoreszenzlicht gemessenen Phasenverschiebungen kleiner waren als die mit dem Lichte vom Funken E. — Gottling deutete dieses Ergebnis folgendermaßen: Wenn das Licht vom Funken E (dieses Leuchten wird als momentan angesehen) von der fluoreszierenden Substanz absorbiert wird, vergeht eine gewisse Zeit, bis das Fluoreszenzleuchten beginnt. Oder anders gesagt, nach der Absorption des Funkenlichtes soll eine gewisse Zeit die fluoreszierende Substanz dunkel bleiben und dann erst leuchten. Er gab für diese Verzögerungszeit für Rhodamin $2{,}11 \mp 0{,}14 \cdot 10^{-8}$ Sek. und für Barium-Platin-Cyanür $2{,}12 \mp 0{,}01 \cdot 10^{-7}$ Sek. an.

Die Ergebnisse von Gottling könnte man ebensogut so deuten, daß das Fluoreszieren zur Zeit der Absorption anfängt und allmählich abklingt. Die gemessenen Zeiten wären dann mittlere Abklingungsdauer. Die Methode von Gottling erlaubt aber nicht, diese beiden Möglichkeiten zu unterscheiden. Da das interessant erschien, wurde vom Verfasser eine Methode ausgearbeitet, die dies ermöglicht, indem man ungedämpfte elektrische Schwingungen benutzt und den Funken als Lichtquelle verläßt. Der Funke hat für sich den Vorteil, daß er ein intensives kurzes Leuchten darstellt. Er verhindert aber das Benutzen von ungedämpften Schwingungen. Wenn man aber das Licht einer gewöhnlichen Lichtquelle hin und zurück durch die Zelle gehen läßt, ist der Funke unnötig. Die Zelle dient beim ersten Durchgang als Lichtunterbrecher (vgl. Fig. 2a), und beim zweiten Durchgang wird die Phasenverschiebung gemessen. Wenn die Periode der elektrischen ungedämpften Schwingungen

1) Phys. Rev. **22**. S. 566. 1923.

von der Größenordnung der zu erwartenden Verzögerungszeit ist, muß jetzt nämlich die zu messende Phasenverschiebung verschieden sein, je nachdem, ob es sich um eine reine Verspätung des Leuchtens handelt, wie Gottling es annimmt, oder um ein allmähliches Abklingen, z. B. in Gestalt einer abnehmenden Exponentialfunktion, wie es wahrscheinlicher ist.

Die Frage bleibt, um das Ergebnis der vorliegenden Untersuchung vorwegzunehmen, unentschieden, da die von mir gefundenen Verzögerungszeiten wesentlich kleiner sind als die von Gottling angegebenen.

Die vom Verfasser durchgearbeitete Anordnung ist gleichzeitig eine neue Methode zur Messung der Lichtgeschwindigkeit.

Eine neue Anordnung zur Messung der Lichtgeschwindigkeit

Schon Galilei[1]) ersann eine Methode zur Messung der Lichtgeschwindigkeit. Es sollten sich in einer größeren Entfernung voneinander zwei Beobachter je mit einer Laterne und einer Blende aufstellen. Der erste sollte dem zweiten ein Lichtzeichen senden. Der zweite sollte im Augenblick der Wahrnehmung ein neues Lichtzeichen zurücksenden. Der erste sollte dann die Zeit bestimmen, die zwischen dem Abgehen des ersten Lichtzeichens und der Ankunft des zweiten verstrichen war. Die doppelte Entfernung der Beobachter durch diese Zeit würde die Lichtgeschwindigkeit sein.

Wenn man sich den zweiten Beobachter durch einen Spiegel ersetzt, der die Lichtstrahlen auf demselben Weg zurücksendet und die Blende des ersten als rotierendes Zahnrad denkt, hat man die bekannte Methode von Fizeau.

Man kann mit Vorteil den Fizeauzahnradunterbrecher durch eine elektrooptische Anordnung ersetzen. Das wird durch die verschwindende Trägheit des elektrooptischen Kerreffektes ermöglicht.

Theorie der Methode

Bekanntlich werden gewisse optisch isotrope Körper unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes doppelbrechend. Wenn das elektrische Feld homogen ist, besitzen die sonst isotropen Körper die Eigenschaften einachsiger Kristalle. Der Körper hat für in Richtung der Feldlinien polarisierte Strahlen

1) Poggendorf, Geschichte der Physik, S. 402.

einen anderen Brechungsindex als für diejenigen, die dazu senkrecht polarisiert sind.

Wenn man nun eine Kerrzelle Z (Fig. 2a), aus einem in eine geeignete Flüssigkeit eingetauchten Kondensator bestehend, zwischen zwei gekreuzten Nikols N_1 und N_2 so legt, daß die Feldlinien mit den Polarisationsebenen der Nikols Winkel von 45° bilden, wird folgendes geschehen: Solange in Z keine Spannung herrscht, wird das vom Kohlenbogen B herkommende Licht durch das System Nikol N_1, Zelle, Nikol N_2 nicht hindurchgelassen. Die Nikols sind eben gekreuzt. Herrscht dagegen in Z eine gewisse Feldstärke $\mathfrak{E}$, so wird Licht durch das System hindurchgelassen.

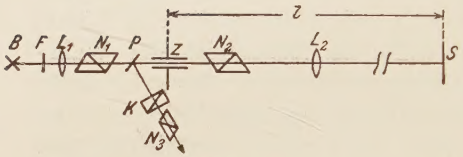

Fig. 2a

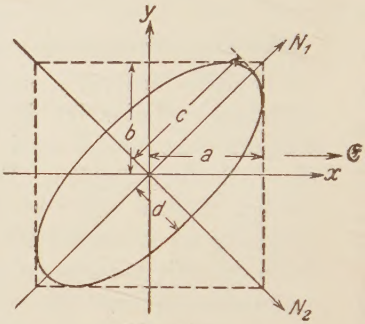

Fig. 2b

Es seien (Fig. 2b) N_1 und N_2 die Richtungen der Schwingungen des elektrischen Vektors in den beiden Nikols und x die des elektrischen Feldes. Man kann sich den durch N_1 hindurchgegangenen Lichtvektor in zwei gleiche Komponenten a und b zerlegt denken. Nach Durchlauf der Zelle werden die beiden Komponenten eine Phasenverschiebung gegeneinander haben. Diese Phasenverschiebung ist

(1) $$\alpha = 2\pi\, B l\, \mathfrak{E}^2$$

wo B die Kerrkonstante des Materials, l die Länge der Kerrzelle und $\mathfrak{E}$ die Feldstärke sind.

Beim Verlassen der Zelle setzen sich die Komponenten zu einer elliptischen Schwingung zusammen. Die Achsen der Ellipse sind durch die Ausdrücke

(2) $$d = \sin\frac{\alpha}{2} \qquad\qquad c = \cos\frac{\alpha}{2}$$

gegeben, wenn die primäre Intensität gleich 1 gesetzt wird.

Das Nikolsche Prisma N_2 läßt dann nur die Komponente d hindurch. Die hindurchgelassene Lichtintensität ist also

(2′) $$d^2 = \sin^2(\pi\, B\, l\, \mathfrak{E}^2)\,.$$

Wenn $\mathfrak{E}$ nicht konstant ist, sondern sinusförmig mit der Periode T schwingt, $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 \sin\left(2\pi\frac{t}{T}\right)$, wird d^2 auch eine periodische Funktion der Zeit sein.

(3) $$d^2 = \sin^2\left(p \sin^2\left(2\pi\frac{t}{T}\right)\right)$$

Dabei ist

(3′) $$p = \pi\, l\, B\, \mathfrak{E}_0{}^2$$

gesetzt worden.

Fig. 3 zeigt als Beispiel des Verlaufes der Kurve d^2 als

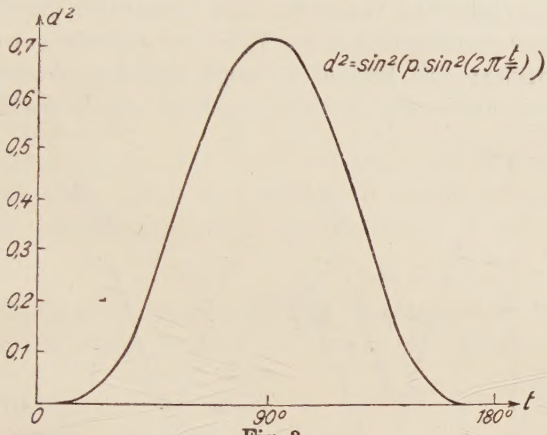

Fig. 3

Funktion der Zeit für $p = 58^0$. Der numerische Wert von p ist zunächst willkürlich.

Wenn die Periode T der elektrischen Schwingungen $2 \cdot 10^{-7}$ Sek. beträgt, werden in der Sekunde 10^7 solche Lichtberge hindurchgelassen. So hat man einen Unterbrecher, der das rotierende Zahnrad ersetzt.

Im Laufe einer Periode geht die Intensität

(4) $$D^2 = \int_0^{\pi} d^2\, dt = \int_0^{\pi} \sin^2\left(p \sin^2\left(2\pi\frac{t}{T}\right)\right) dt$$

hindurch.

Der Spiegel S, der sich in einer Entfernung l von der Zelle Z befindet (Fig. 2), reflektiert nun die ankommenden Lichtberge auf denselben Weg zurück.

Das durch N_2 hindurchgegangene Licht wird in der Zelle Z wiederum elliptisch polarisiert. Nennen wir die neuen Ellipsenachsen f und g, wo $g \parallel N_2$, $f \parallel N_1$ schwingen mögen. N_1 läßt dann nur die Komponente f hindurch. f wird durch einen analogen Ausdruck wie (3) wiedergegeben, nur ist jetzt die primär ankommende Intensität nicht mehr konstant gleich l sondern gleich d^2

$$(5) \qquad f^2 = d^2 \sin^2\left(p \sin^2\left(2\pi \frac{t}{T} + \gamma\right)\right) = d^2(t) \cdot d^2(t+\gamma)$$

Der nicht hindurchgelassene Teil g ist

$$(5') \qquad g^2 = d^2 - f^2 .$$

Die Phasenverschiebung γ kommt daher, daß in der Zeit, in der das Licht den Weg l hin und zurücklegt, die Phase der elektrischen Schwingung in der Zelle um γ größer geworden ist.

f^2 entsteht, wie Formel (5) zeigt, aus dem Produkt zweier Kurven wie die in Fig. 3 wiedergegebene, die in der Phase um

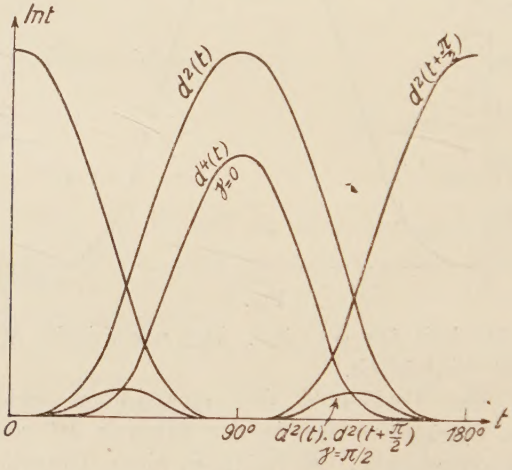

Fig. 4

γ verschoben sind. Fig. 4 gibt zwei Beispiele für f^2 als Funktion der Zeit berechnet für $\gamma = 0$ und $\gamma = \pi/2$.

Im Laufe einer Periode wird die Intensität

$$(6) \qquad F^2 = \int_0^{\pi} f^2\, dt = \int_0^{\pi} d^2(t) \cdot d^2(t+\gamma)\, dt$$

hindurchgelassen.

F^2 ist durch die von den Produktkurven eingeschlossene Fläche graphisch gegeben. F^2 ist eine periodische Funktion der Phasenverschiebung γ. Für $\gamma = 0,\ \pi,\ 2\pi \ldots$ wird sie ein Maximum. Für $\gamma = \frac{\pi}{2},\ \frac{3}{2}\pi \ldots$ ein Minimum. Dem ersten Fall entspricht es bei Fizeau, wenn das zurückkommende Licht zwischen zwei Zähne des laufenden Rades hindurchgeht, dem zweiten Fall, wenn das Licht von einem Zahn abgeblendet wird.

Die nächste Aufgabe ist nun, F^2 für eine gegebene Entfernung l des Spiegels unabhängig von der Intensität des Kohlenbogens B und von der optischen Justierung zu bestimmen. Das wird so gemacht, daß man hinter der Zelle Z (Fig. 2a) eine durchsichtige ebene Glasplatte P aufstellt, so daß die Normale in der Polarisationsebene des Nikols N_1 liegt. Dann werden die Richtungen der beiden Achsen des von der Zelle zurückkommenden elliptisch polarisierten Lichtes erhalten bleiben. Nur werden die in beiden Richtungen schwingenden Komponenten verschieden stark reflektiert, da die eine in der Einfallsebene die andere senkrecht dazu schwingt. Nennen wir die beiden Komponenten nach der Reflektion f' und g', so ist

$$f' = \beta_1 f, \qquad g' = \beta_2 g. \tag{7}$$

Die Kalkspatplatte K wird nun so gelegt, daß die Hauptebene des Kristalls parallel der einen der Komponenten g' oder f' liegt. K erzeugt dann von dem in Richtung der beiden Ellipsenachsen schwingenden Lichte zwei nebeneinander liegende Bilder. Das Nikol N_3, das zunächst gegen N_2 gekreuzt sein möge, läßt nur die Komponente f' hindurch (Fig. 5). Wenn das Nikol N_3 gedreht wird, wird das f' entsprechende Bild immer dunkler, dagegen das g' entsprechende erscheinen und heller werden. Bei einem bestimmten Drehwinkel δ' werden beide Bilder gleich hell sein. Die Augen vermögen aber nicht die augenblicklichen Lichtintensitäten f'^2 und g'^2 zu verfolgen, sondern empfinden die

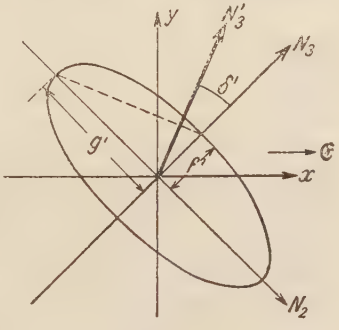

Fig. 5

in einer gewissen Zeit angesammelte Lichtmenge. Die Helligkeiten der Bilder sind also für die Augen durch die Integrale über diese Zeit gegeben. Da f' und g' periodisch sind, genügt es, über eine Periode zu integrieren. Die Helligkeiten der Bilder sind also durch die Ausdrücke

$$(8)\qquad \begin{cases} F'^2 = \int_0^{\pi} f'^2\, dt \\ G'^2 = \int_0^{\pi} g'^2\, dt \end{cases}$$

gegeben.

Damit durch Drehung des Nikols N_3 beide gleich hell erscheinen, muß

$$F' \cos \delta' = G' \sin \delta'$$

d. h.

$$(9)\qquad \operatorname{tg} \delta' = \frac{F'}{G'}$$

sein.

Es ist aber nach (7)

$$(8')\qquad \begin{cases} F'^2 = \beta_1^2 \int_0^{\pi} f^2\, dt = \beta_1^2 F^2 \\ G'^2 = \beta_2^2 \int_0^{\pi} g^2\, dt = \beta_2^2 G^2 \end{cases}$$

also wird

$$(10)\qquad \operatorname{tg} \delta' = \frac{\beta_1}{\beta_2} \frac{F}{G} = \frac{\beta_1}{\beta_2} \operatorname{tg} \delta$$

wo δ der Drehwinkel ist, der gemessen würde, wenn $\beta_1 = \beta_2$ wäre. In der Praxis ist das nicht der Falle. Es ist aber leicht, den Faktor β_1/β_2 zu bestimmen, indem man an Stelle des Spiegels S eine Lichtquelle anbringt, in der Zelle eine konstante Gleichspannung anlegt und zwischen den Nikol N_1 (Fig. 2a) und die Platte P einen zweiten Kalkspat anbringt. Dann kann man durch Drehen von N_1, indem man die Platte P entfernt, das Verhältnis

$$(11)\qquad \frac{F}{G} = \operatorname{tg} \delta$$

und mittels N_3, $\frac{F'}{G'} = \operatorname{tg} \delta'$ bestimmen. Es ist dann β_1/β_2 durch

Gleichung (10) gegeben. Mit dem so bestimmten Faktor kann man die Werte δ' auf δ reduzieren. In meiner Apparatur war $\beta_1/\beta_2 = 1{,}32$.

Es ist nun für das Folgende bequemer, anstatt mit den Lichtmengen F^2 mit dem Drehwinkel δ zu operieren, da δ das von der Messung unmittelbar Gegebene ist.

Mittels des Ausdruckes (11) kann man graphisch-rechnerisch den zu erwartenden Drehwinkel δ für jede Entfernung des Spiegels S, d. h. für jede Phasenverschiebung, bestimmen. F^2 ist nichts anderes als die Fläche, die von den Produktkurven

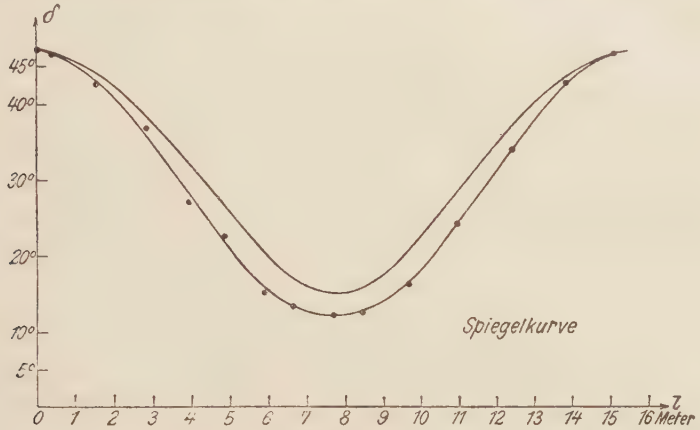

Fig. 6

der Fig. 4 eingeschlossen wird. $G^2 = D^2 - F^2$ ist der übrig bleibende Rest der von der Kurve $d^2(t)$ eingeschlossenen Fläche. Zum Zwecke dieser graphischen Bestimmung habe ich die Kurve $d^2 = f(t)$ in größerem Maßstabe auf Millimeterpapier und ein zweites Exemplar auf durchsichtigem Papier aufgezeichnet. Für jede Entfernung l des Spiegels S habe ich die Kurven um die entsprechende Phasendifferenz gegeneinander verschoben und die Kurve gleich dem Produkt der vorigen aufgezeichnet. Die Anzahl der eingeschlossenen Quadratmillimeter wurde dann ausgezählt. Das ergibt die Zahlen F^2 bzw. D^2. Damit kann man dann δ berechnen. Die obere Kurve der Fig. 6 zeigt das Ergebnis dieser graphischen Berechnung für einen Wert des Parameters $p = 58^0$ und eine Wellenlänge der elektrischen Schwingungen $\lambda/4 = 15{,}50$ m.

Die unten liegenden Punkte sind gemessene Werte (auf die Art der Messung komme ich noch später zurück).

Man sieht, daß die gemessenen Werte sich zu einer Kurve vereinigen lassen, die unterhalb der berechneten verläuft. Die Abweichung ist bedeutend größer als die Fehlergrenze. Die theoretische Kurve ist aber unter Verwendung von zwei Hypothesen berechnet: 1. Der Verlauf der Feldstärke in der Kerrzelle ist streng sinusförmig, und 2. die Kerrdoppelbrechung folgt der Feldstärke ohne jede Trägheit. Wenn eine Trägheit vorhanden wäre, könnte sie verschiedener Art sein: a) Sie könnte darin bestehen, daß die Kerrdoppelbrechung dem Verlauf der Feldstärke mit einer gewissen Verspätung (Phasenverschiebung) folgt. Das würde sich im Verlaufe der Kurve (Fig. 6) nicht bemerkbar machen. b) Es könnte so sein, daß der zu einer gewissen Feldstärke entsprechende Wert der Doppelbrechung sich allmählich, z. B. logarithmisch, einstellen würde. c) Es könnte ein einmal erreichter Wert der Doppelbrechung nicht instantan, sondern allmählich, z. B. exponentiell, abklingen.

Durch b) und c) wird aber, wie spätere Überlegungen zeigen (vgl. Fig. 15), eine Abflachung der Kurve bewirkt, indem die Berge von $d^2(t)$ verkleinert, und die Täler aufgefüllt werden. Das würde mit sich bringen, daß der experimentelle Wert für $\delta_{\min}$ größer ausfallen würde, als der theoretische, aber niemals umgekehrt. Die Abweichung kann also durch Trägheit nicht gedeutet werden. Man muß dafür vermutlich den nicht genau sinusförmigen Verlauf der Feldstärke in der Kerrzelle verantwortlich machen. Das konnte experimentell nicht nachgeprüft werden, weil die Frequenz der elektrischen Schwingungen zu groß war ($10^7 \cdot 1$ Sek.), um mittels der bekannten Methoden eine Aufzeichnung des Feldverlaufes zu erreichen.

Derselbe Umstand macht eine wirkliche Messung der Lichtgeschwindigkeit bei dieser Frequenz schwierig. Denn die experimentelle Spiegelkurve der Fig. 6 erlaubt, den Weg zu bestimmen, der vom Lichte im Laufe einer Periode der elektrischen Schwingungen zurückgelegt wird. Zur Berechnung von c muß man noch die Dauer einer Periode kennen. Diese Periode wird für schnelle elektrische Schwingungen, wenn die Oszillographen nicht mehr zu folgen vermögen, im allgemeinen mittels Lecherscher Drähte bestimmt. Die Lechersche Anordnung gibt aber die Wellenlänge der elektrischen Wellen längs Drähten an, und, um

daraus die Periode zu berechnen, muß man sich erstens der Konsequenz der Maxwellschen Theorie bedienen, daß die Wellenlänge längs Drähten gleich der Wellenlänge im Dielektrikum ist und zweitens die Lichtgeschwindigkeit schon als bekannt voraussetzen, um damit die Periode durch die Formel $\lambda/c = \tau$ zu bestimmen.

Die Spiegelkurve der Fig. 6 erlaubt aber wenigstens, die Folgerung der Maxwellschen Theorie zu prüfen. Dazu habe ich die Wellenlänge der elektrischen Schwingungen mittels Lecherscher Drähte bestimmt. Die etwa 16 m langen, 3 cm voneinander entfernten, 1 mm dicken Kupferdrähte wurden mit dem Schwingungskreise der Kerrzelle lose gekoppelt. An einem Ende waren die Drähte frei, am anderen durch eine Brücke verbunden. Als Detektor wurde eine kleine Glühlampe mit einer Drahtschleife benutzt.

Der Abstand des ersten Maximums beträgt nach der Spiegelkurve 15,50 m. Nach den Versuchen mit den Lecherschen Drähten war $\lambda/4 = 16{,}00$ m. Der Unterschied von etwa 3 Proz. liegt innerhalb der bei dem Vergleich der beiden Beobachtungsreihen zu berücksichtigenden Fehlergrenzen, doch wäre die Methode auch für eine Präzisionsmessung anwendbar. In dieser Richtung liegende Verbesserungen sind in Vorbereitung.

Eine direkte Bestimmung der Frequenz der elektrischen Schwingungen könnte man so ausführen, daß man einen Teil der pulsierenden Lichtintensität, die das erstemal durch die Zelle hindurchgeht, auf einen Punkt der Peripherie eines mit einer photographischen Schicht versehenen Rades konzentriert und das Rad in rasche Umdrehungen versetzt. Auf der empfindlichen Schicht würde man dann eine Reihe von geschwärzten Punkten erhalten. Die Anzahl dieser Punkte im Kreisumfang multipliziert mit der Umdrehungszahl pro Sekunde ergibt dann die Frequenz der elektrischen Schwingungen. Um das Auszählen der Punkte zu ermöglichen, müßte man während der Aufnahme die Projektionslinse so verschieben, daß die Punkte nicht auf einen Kreis, sondern auf eine Spirale fielen. Eine solche Bestimmung der Frequenz ist nicht versucht worden, da sie außerhalb des Rahmens dieser Arbeit lag.

Die elektrische Anordnung

Zur Erzeugung der ungedämpften elektrischen Schwingungen wurde die von F. Holborn angegebene Schaltung[1])

1) Zeitschr. f. Phys. **6.** S. 328. 1921.

benutzt. Sie besteht darin, daß man zwei Elektronenröhren parallel und symmetrisch schaltet (Fig. 7).

Die Gleichspannungszuführungen werden in die Mitte der Spulen *La* und *Lg* gelegt. Da wegen der Symmetrie der Anordnung diese Punkte Knoten der Spannung sind, wird ohne Abdrosselung ein Mitschwingen der Zuführungsdrähte vermieden.

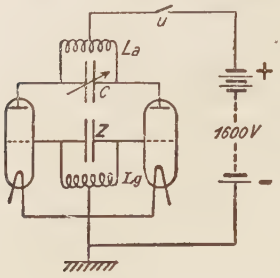

Fig. 7

Der Kondensator der Kerrzelle *Z* lag am Gitterkreise. Der Anodenkreis wurde mittels eines Drehkondensators *C* mit dem Gitterkreis auf Resonanz gestellt. Wenn diese Bedingung erfüllt war, setzten die Schwingungen beim Schließen des Unterbrechers *u* sofort ein. Als Hochspannungsquelle wurden zwei hintereinander geschaltete Klingelfußbatterien zu je 800 Volt verwandt. Die Röhren (Telefunken *RS* 13a) waren ältere Typen aus der Kriegszeit. Der Heizstrom betrug 4,2 Amp. Der Anodengleichstrom 0,36 bis 0,40 Amp. Die in der Zelle *Z* erreichte Spannung etwa 2000 Volt. Diese Spannung wurde an Hand der maximalen Doppelbrechung geschätzt.

Da der Gitterkreis wegen der dielektrischen Verluste in der Kerrzelle stark gedämpft war, war für die Wellenlänge der Schwingungen der Anodenkreis ausschlaggebend. Da weiter die Selbstinduktion *La* des Anodenkreises unverändert gelassen wurde, konnte man die Wellenlänge an der Lage des Drehkondensators ablesen. Dieser wurde mit Lecherschen Drähten geeicht.

Die Kerrzelle

Die Kerrzelle bestand aus zwei im Abstande von 1—2 mm gegenüber *W* liegenden, ebenen Messingplatten von 10 × 1 cm, die sich in einem mit ebenen Glasfenstern versehenen Trog befanden. Der Trog wurde mit Nitrobenzol gefüllt. Nitrobenzol wurde wegen seiner großen Kerrkonstante gewählt.

Beim Arbeiten mit der Kerrzelle wurden folgende Beobachtungen gemacht: Kurz nach Einsetzen der Schwingungen wurde das Nitrobenzol schnell warm. Gleichzeitig wurde das hindurchgehende Licht so stark zerstreut, daß die zu beobachtenden Bilder in Schlieren zerflossen, die das Einstellen auf gleiche

Helligkeit unmöglich machten. Die Bilder blieben nur während der ersten Sekunde nach dem Einschalten hell und unverzerrt. Das zwang zu folgender Meßtechnik:

Es wurde zunächst durch N_3 beobachtet, und dann die Anodenhochspannung eingeschaltet. Nach etwa einer Sekunde, bei Beginn der Bildung von Schlieren, wurde der Strom ausgeschaltet. Im Laufe dieser Zeit wurde beobachtet, welches der Bilder heller war. Dann wurde das Nikol N_3 entsprechend etwas weiter oder etwas zurückgedreht. — Nach etwa 5—10 Sek. waren die Schlieren verschwunden und es konnte wieder auf eine Sekunde eingeschaltet werden. Dies Spiel wurde so oft wiederholt, bis beide Bilder mehrmals nacheinander gleich hell erschienen. Dann wurde die Stelle des Nikols am Teilkreis abgelesen. Eine solche Einstellung erforderte etwa 10—20mal das Ein- und Ausschalten der Schwingungen.

Es wurde weiter die Beobachtung gemacht, daß das Anlegen einer Gleichspannung an der Kerrzelle sofort, nachdem sie durch Schwingungen erwärmt war, ein augenblickliches Verschwinden der Schlieren bewirkt. Gleichzeitig bilden sich im Troge rasche Wirbelströmungen, die die Flüssigkeit vermischen. Auf diese Vermischung könnte das Verschwinden der Schlieren zurückzuführen sein.

Die Wirbelströmungen setzen aber auch ein beim Anlegen der Gleichspannung, wenn die Zelle vorher nicht durch Schwingungen erwärmt war. Die Wirbel werden nur unsichtbar, weil die gleichmäßige Temperatur der Flüssigkeit keine Übergangsflächen des Brechungsindex bietet, an denen das Licht gebrochen oder reflektiert werden könnte. Man kann sie aber gut sichtbar machen, wenn man im Nitrobenzol feste Teilchen suspendiert schwimmen läßt.

Schlieren treten auch auf, wenn man die Zelle mit dem Bunsenbrenner anwärmt. Auch dann verschwinden die Schlieren rasch bei Anlegen einer Gleichspannung.

Die optische Anordnung

Die optische Anordnung wurde schon im wesentlichen bei der Angabe der Theorie der Methode beschrieben. Die Linse L_1 von 12 cm Brennweite (Fig. 8) bildete den Krater des Kohlenbogens B in der Mitte der Zelle Z ab. Die Projektionslinse L_2 von 40 cm Brennweite bildete ihn dann weiter auf den Spiegel S ab.

Man mußte darauf achten, die Endflächen der Kerrzelle Z sowie die Linse L_2 etwas schräg zu stellen, um das von diesen reflektierte Licht nicht in das Nikol N_3 hinein zu bekommen. Zum Zentrieren des Spiegels S in den verschiedenen Abständen l wurde jedesmal eine Gleichspannung an die Zelle Z angelegt.

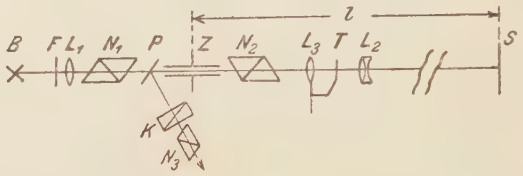

Fig. 8

Die Nullstelle des Nikols N_3 wird bestimmt, indem man in S eine Lichtquelle anbringt und auf Dunkelheit einstellt.

Da der Kerreffekt farbenzerstreuend ist, ist es nötig, durch ein Lichtfilter F das Licht einigermaßen zu monochromatisieren.

Die Spiegelkurve

Damit die bei verschiedenen Entfernungen des Spiegels S gemessenen Drehwinkel δ des Nikols N_3 miteinander vergleichbar wären, müßten alle bei gleicher Amplitude und bei gleicher Wellenlänge der elektrischen Schwingungen gemessen werden. Diese beiden Bedingungen konnten aus technischen Gründen nicht genau gehalten werden. Das war aber auch nicht nötig, wenn für jeden gemessenen Drehwinkel δ die augenblickliche Amplitude bzw. Wellenlänge bekannt war. Dann konnte man durch Interpolation alle Werte auf gleiche Amplitude und Wellenlänge reduzieren. Das wurde auch getan. Die Wellenlänge wurde jeweils durch die Stellung des Drehkondensators angegeben. Um ein Maß für die Amplitude zu haben, wurde hinter dem Nikol N_2 (Fig. 8) eine Linse L_3 und ein Spiegel T auf einem klappbaren Reiter montiert. Die Entfernung des Spiegels T von der Mitte der Zelle Z (im Luftwege des Lichtes angegeben, wie alle später vorkommenden Entfernungen l) betrug 39,5 cm.

Für jede Entfernung des Spiegels S wurde dann zuerst mit dem Spiegel T die Lage des Nikols bei gleicher Helligkeit der Bilder bestimmt, dann wurden L_3 und T aus dem Strahlengang herausgeklappt, und die Einstellung mit dem am Spiegel S

reflektierten Lichte gemacht. Dann wieder mit T usw. Ein Beispiel einer solchen Meßreihe gibt folgende Tabelle. Man sieht, daß auch innerhalb einer Meßreihe die Amplitude nicht konstant blieb. Die Zahlen zeigen einen systematischen Gang in dem Sinne, daß die Amplitude allmählich nachläßt.

Abstand 1 = 769 cm, Kondensatorstellung 16,0

T 186,0°
S 227,3°
T 187,2°
S 228,8°
T 190,6°
S 228,7°
T 192,4°
S 228,4°
T 191,3°

			Null	Drehung
Mittel	T	189,5°	244,5°	55,0°
	S	228,3°	244,5°	16,2°

Das rührt zum Teil daher, daß die Erwärmung des Nitrobenzols die Dielektrizitätskonstante und damit die Kapazität des Kondensators der Zelle änderte, was Gitter und Anodenkreis allmählich aus der Resonanzstelle brachte, zum Teil daher, daß der Heizstrom und die Anodenhochspannung im Laufe der Zeit langsam nachließen. Um diesen Gang unschädlich zu machen, mußte man mit T und S abwechselnd messen und außerdem immer mit dem einen Spiegel einmal mehr messen als mit dem anderen.

Die Mittelwerte solcher Messungsreihen sind in der zweiten und dritten Spalte der Tab. 1 angegeben.

Tabelle 1

Abstand vom Spiegel cm	Gemessene δ_s'	Gemessene δ_T'	Reduzierte δ_T'	Reduzierte δ_s'	δ_s	Kondensatorstellung	$\delta_{s(\lambda=\text{konst.})}$	$\delta_{s}'_{(\lambda=\text{konst.})}$
39,5	—	—	54,5	—	46,8	—	46,8	54,5
158	51,6	55,5	54,5	50,7	42,8	15,5	42,8	50,7
284	40,4	49,5	54,5	44,5	36,7	14,9	37,0	44,8
393	35,8	56,8	54,5	34,3	27,3	15,8	27,2	34,2
483	28,8	53,9	54,5	29,1	22,8	15,8	22,7	29,0
590	20,6	54,7	54,5	20,5	15,8	16,0	15,6	20,3
664	17,9	54,5	54,5	17,9	13,8	15,9	13,7	17,8
769	16,2	55,0	54,5	16,0	12,3	16,0	12,3	16,0
846	16,1	51,7	54,5	16,9	13,0	15,4	12,8	16,7
966	19,3	47,2	54,5	22,3	17,3	15,1	16,5	21,4
1098	31,0	56,7	54,5	29,8	23,5	16,3	24,5	31,0
1242	39,7	52,7	54,5	41,1	33,5	16,1	34,2	41,9
1384	54,7	58,8	54,5	50,7	42,8	15,9	43,1	51,0
1515	56,6	56,2	54,5	54,9	47,1	15,8	47,1	54,9

Mittel 15,7

Man sieht, daß δ_T' nicht konstant bleibt, wie es sein sollte, wenn die Amplitude der Schwingung immer dieselbe wäre. Es wird dann für δ_T' ein mittlerer Wert 54,5 angenommen und die Werte δ_s' werden linear nach der Formel $\frac{\delta_s' - \delta_s'\text{Red.}}{\delta_s'} = \frac{\delta_T' - 54{,}5}{\delta_T'}$ interpoliert. Die so gewonnenen Werte sind in der Spalte 5 angegeben.

Daß eine solche lineare Interpolation erlaubt ist, zeigt folgende Betrachtung: Eine Veränderung des Wertes δ_T' bedeutet eine entsprechende Veränderung des Parameters p in Formel 3. Nun habe ich auf Fig. 9 die für $p = 0^0$, 45^0, 58^0

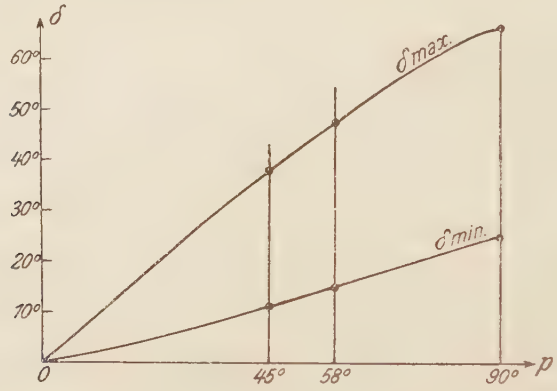

Fig. 9

und 90^0 graphisch berechneten Werte von δ für eine Phasenverschiebung $\gamma = 0$ ($\delta_{\max}$) und für $\gamma = \pi/2$ ($\delta_{\min}$) aufgezeichnet. Man sieht, daß sowohl $\delta_{\max}$ als $\delta_{\min}$ sich mit einer Änderung von p ziemlich genau linear verändern und zwar auf einer Linie, die durch den Nullpunkt geht. Das rechtfertigt die Anwendung der obigen Reduktionsformel.

In der folgenden 6. Spalte sind dann die Drehwinkel δ' mittels der Formel (10)

$$\operatorname{tg} \delta' = \frac{\beta_1}{\beta_2} \operatorname{tg} \delta \qquad \text{für} \qquad \frac{\beta_1}{\beta_2} = 1{,}32$$

auf δ umgerechnet, um diese Drehwinkel mit den graphisch berechneten vergleichbar zu machen und um dann die Reduktion auf konstante Wellenlänge vornehmen zu können.

Die so gewonnenen Werte δ wurden dann als Funktion der Entfernung des Spiegels graphisch aufgetragen (Kreise der

Fig. 10). Die durch sie gehende Kurve ergab, daß die mittlere Wellenlänge $\lambda/4 = 15{,}50$ m war. Dieser mittleren Wellenlänge entsprach eine mittlere Stellung des Drehkondensators von 15,7 Teilstrichen (Spalte 7 der Tab. 1). An Hand der Eich-

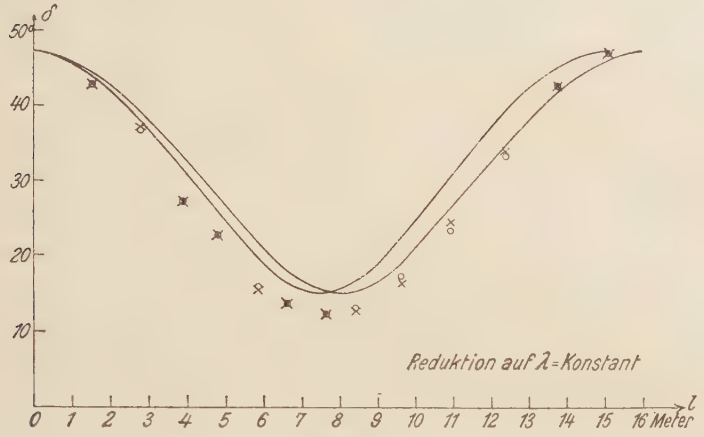

Fig. 10

kurve des Kondensators (Fig. 11) kann man dann für jede Abweichung des Wertes der Kondensatorstellung von 15,7 Teilstrichen die entsprechende Abweichung der Wellenlänge ablesen. Der Umstand, daß in der mit Lecherschen Drähten gewonnenen Eichkurve des Kondensators 15,7 Teilstriche nicht 15,50 m, sondern 16 m entsprechen, ist auf die hier vorzunehmende Reduktion ohne Einfluß, denn es kommt nicht auf die jeder Stelle des Kondensators entsprechende Wellenlänge an, sondern auf die Veränderung von λ bei einer gewissen Änderung der Kondensatorstellung. Diese Veränderung dürfte durch Fig. 11 ziemlich genau wiedergegeben werden.

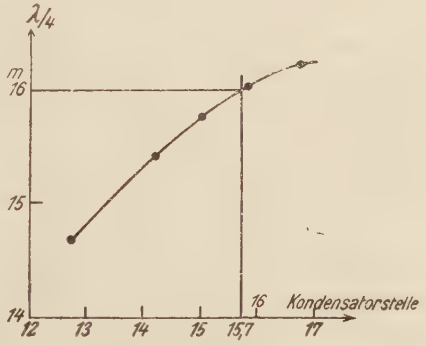

Fig. 11

Um die jeder Abweichung in der Wellenlänge entsprechende Korrektion des Drehwinkels δ zu ermitteln, habe ich in Fig. 10 die früher graphisch berechnete Kurve für zwei Wellenlängen $\lambda/4 = 15$ m und $= 16$ m aufgezeichnet. Die Reduktion wird dann so vorgenommen, daß man zunächst die jedem gemessenen Punkt entsprechende Differenz der Ordinaten der beiden oberen Kurven bestimmt. Nennen wir diese Differenz Δ, so gilt

$$\delta - \delta_{\lambda\text{kont.}} = \Delta \frac{\lambda - \lambda_{\text{mittel}}}{100}$$

$\lambda - \lambda_{\text{mittel}}$, in Zentimetern angegeben, wird aus Fig. 11 ermittelt.

In Fig. 10 sind die Kreise nicht reduzierte, die Kreuze auf $\lambda =$ konst. gebrachte Werte.

Die Werte der Spalte 8 Tab. 1 sind die auf die hier beschriebene Weise auf konstante Amplitude und Wellenlänge reduzierten, gemessenen Drehwinkel bei verschiedenen Entfernungen des Spiegels S. Diese Werte sind die schon für die Fig. 6 benutzten. In Spalte 9 sind diese letzten Werte δ wieder mittels der Formel $\operatorname{tg} \delta' = 1{,}32 \cdot \operatorname{tg} \delta$ auf δ' umgerechnet worden, um sie später bei der Bestimmung von Fluoreszenzabklingungszeiten zu verwenden (Fig. 17).

Die empirische Kurve der Fig. 6 zeigt, daß der Wert des Drehwinkels zunächst, wenn die Entfernung des Spiegels S kleiner als 2 m ist, sich wenig ändert bei einer Verschiebung des Spiegels. Wenn aber l größer als 2,50 m wird, ändert sich δ rascher. Die Änderung von δ ist von $l = 2{,}50$ m bis $l = 5{,}50$ m fast linear. Diese lineare Abhängigkeit erleichtert die jetzt folgenden Bestimmungen der Fluoreszenzabklingungszeiten von Farbstofflösungen.

Fluoreszenzabklingungszeiten von Farbstofflösungen

Es wurden nun in einer Entfernung von 2,80 m von der Zelle Z eine Lupe L_3 und ein Trog T (Fig. 12) auf einem klappbaren Reiter aufgestellt. Dicht dahinter der Spiegel S. Die Lupe L_3 konzentriert die ankommenden Lichtberge auf einen Punkt der im Troge T enthaltenen Farbstofflösung. Das von den Endflächen des Troges T reflektierte Licht wurde nach oben geworfen. Ein Teil des im Troge T erzeugten Fluoreszenzlichtes wurde von der Lupe L_3 aufgenommen und zur Zelle Z

hingeschickt. Mit N_3 wurde wie früher der Drehwinkel gemessen. Nun wurden Lupe L_3 und Trog T weggeklappt und bei F ein der Fluoreszenzfarbe möglichst naheliegender Farbfilter eingesetzt. Es wurde so mit dem am Spiegel S reflektierten Licht der neue Drehwinkel gemessen. Es ergab sich,

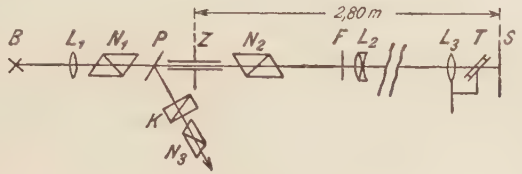

Fig. 12

wie zu erwarten, daß der mit Fluoreszenzlicht gemessene Wert kleiner war als der mit dem Spiegel. Wenn der Spiegel um eine Distanz Δl weiter entfernt gewesen wäre als der Trog T, würde man für beide dieselbe Drehung messen (vgl. Fig. 6). Das bedeutet, daß das Absorbieren und Remittieren des Lichtes seitens des Farbstoffes eine Zeit von $2\,\Delta l/c$ Sek. verbraucht, wenn c die Lichtgeschwindigkeit ist.

Theorie der Methode

Betrachten wir nun den Vorgang etwas eingehender. Es sei (Fig. 13) $d^2(t)$ die beim Troge T ankommende Lichtintensität als Funktion der Zeit. Zur Zeit $t = t^*$ im Zeitintervalle $d\,t$ werde die Lichtmenge $d^2(t^*)\,dt$ absorbiert. Wir machen nun zunächst die Annahme, daß diese Lichtmenge in Form einer abnehmenden Exponentialfunktion

$$E = C e^{-\frac{t-t^*}{\tau}} \qquad t \geqq t^* \tag{12}$$

remittiert wird, wo τ die mittlere Abklingungszeit ist und C aus der Bedingung

$$d^2(t^*)\,dt = \int_{t^*}^{\infty} C e^{-\frac{t-t^*}{\tau}}\,dt$$

sich zu

$$C = \frac{d^2(t^*)\,dt}{\tau} \tag{13}$$ [1])

bestimmt.

1) $d^2(t^*)$ ist nicht ein Differential, sondern die Größe aus Formel (3).

Der Schwerpunkt (Zeitmittelpunkt) des Leuchtens wird auf diese Weise von der Zeit t^* auf die Zeit $t^* + \tau$, d. h. um τ verschoben werden (Fig. 13). Das geschieht für jedes Element der Kurve $d^2(t)$, also wird der Schwerpunkt des ganzen Lichtberges um τ verschoben (verspätet). Wie sieht aber die Form der Remissionskurve aus? Betrachten wir den Moment $t = t^*$. Von dem zur Zeit t $(t \leq t^*)$ absorbierten Lichte wird zur Zeit t^* nur noch $\frac{d^2(t^*)}{\tau} e^{-\frac{t^*-t}{\tau}}$ emittiert. Die gesamte zur Zeit t^* emittierte Intensität erhält man, wenn man den vorigen Ausdruck

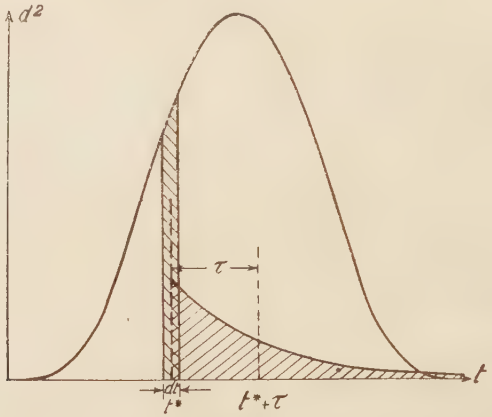

Fig. 13

über t von $-\infty$ bis t^* integriert. Nennen wir diese Intensität $K(t^*)$, so ist

$$K(t^*) = \int_{-\infty}^{t^*} \frac{d^2(t)}{\tau} e^{-\frac{t^*-t}{\tau}} dt. \tag{14}$$

Der obige Ausdruck, als Funktion von t^* betrachtet, gibt uns die Reemissionskurve. Da das obige Integral nicht leicht zu berechnen ist, habe ich für $\tau = 5{,}17 \cdot 10^{-9}$ und für $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ sec die Remissionskurve $K(t)$ graphisch berechnet. Das wurde so gemacht, daß man die von der Kurve $d^2(t)$ (Figg. 14 und 15) eingeschlossene Fläche in 18 vertikale Streifen zerlegte. Jeder dieser Streifen wurde als unendlich dünn angesehen, und ihre Intensität dann auf eine Exponentialfunktion mittels Formeln

12 und 13 verteilt. Dann wurden für jeden Wert der Abszisse t die Ordinaten der verschiedenen Exponentialkurven addiert, und die so erhaltene Summe als Ordinate der neuen Kurve aufgetragen.

Man sieht (Fig. 14), daß, wenn τ klein gegen die Periode T (10^{-7}) ist, die Kurve im wesentlichen nur um τ verschoben wird. Wenn τ aber mit T vergleichbar wird (Fig. 15), ist die scheinbare Verschiebung des Schwerpunktes kleiner als τ, und die Kurve wird stark deformiert. Diese scheinbare kleinere Schwerpunktsverschiebung kommt daher, daß der deformierte Lichtberg nicht nur von einem der ursprünglichen Berge Licht

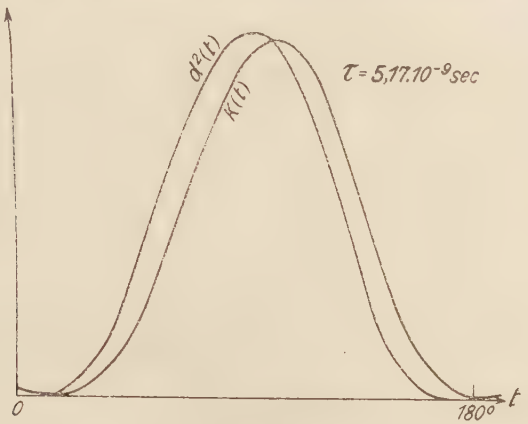

Fig. 14

erhält, sondern auch vom vorhergehenden. Theoretisch sogar von allen vorhergehenden Lichtbergen. Das kommt in der graphischen Berechnung so zum Ausdruck, daß die Exponentialfunktionen bei 180° abgebrochen und links bei 0 fortgesetzt werden müssen.

Fig. 15 zeigt auch, daß die Kurve unsymmetrisch wird. Für $\tau = \infty$ wird die deformierte Kurve zu einer geraden horizontalen Linie. Die zurückkommende Lichtintensität wird dann konstant sein. Den Fall kann man verwirklichen, wenn man an Stelle des Trogs T eine Glühlampe stellt. Die dann gemessene Drehung wird $\tau = \infty$ entsprechen.

Vom Remissionslicht wird nun ein Teil von der Linse L_3 aufgefangen und nach der Zelle Z hingeschickt.

Der Teil des Fluoreszenzlichtes, der durch das System N_2, Z, N_1 hindurchgelassen wird, wird wieder durch Formel (5) gegeben. Man muß nur für d^2 (die primär ankommende Intensität) den Ausdruck (14) $K(t)$ einsetzen. f^2 wird dann

$$f_\tau^2 = d^2(t+\gamma) \cdot K_\tau(t). \tag{15}$$

Um f_τ^2 graphisch zu berechnen, muß man also die Kurven $K(t)$ und $d^2(t)$ miteinander multiplizieren, indem man sie um die zur Entfernung des Troges T entsprechende Phasendifferenz γ gegeneinander verschiebt. Die im Laufe einer Periode hindurchgelassene Intensität F_τ^2 ist wie früher durch die von der

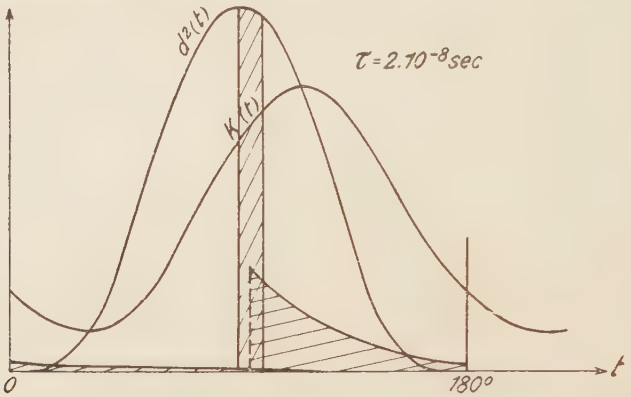

Fig. 15

Kurve f_τ^2 eingeschlossene Fläche gegeben. Der nicht hindurchgelassene Teil beträgt dann (vgl. Formel 5)

$$G_\tau^2 = D^2 - F_\tau^2, \tag{16}$$

ist also durch den übrig bleibenden Teil der Fläche D^2 gemessen, und der zu erwartende Drehwinkel δ_τ wird durch die Formel

$$\operatorname{tg} \delta_\tau = \frac{F_\tau}{G_\tau} \tag{17}$$

wiedergegeben.

Wenn man nun für eine Entfernung 2,80 m des Troges T von der Zelle Z die graphische Berechnung für $\tau_1 = 5{,}17 \cdot 10^{-9}$, $\tau_2 = 2 \cdot 10^{-8}$ und $\tau_3 = \infty$ Sek. durchführt, erhält man

$$\delta_{\tau_1} = 34^0{,}1 \qquad \delta_{\tau_2} = 28{,}7 \qquad \delta_{\tau\infty} = 33{,}1.$$

Wenn anstatt des Troges T der Spiegel S in der Ent-

fernung 2,80 m stünde, würde man (vgl. Fig. 6) eine Drehung $\delta_s = 38°,7$ erhalten.

Tragen wir als Abszisse die Differenz $\delta_s - \delta_{\tau_i}$ und als Ordinate die dementsprechenden mittleren Abklingungszeiten τ_i auf, so erhalten wir die Kurve *a* der Fig. 16.

Man sieht, daß für Differenzen zwischen 5,5° und etwa 11°

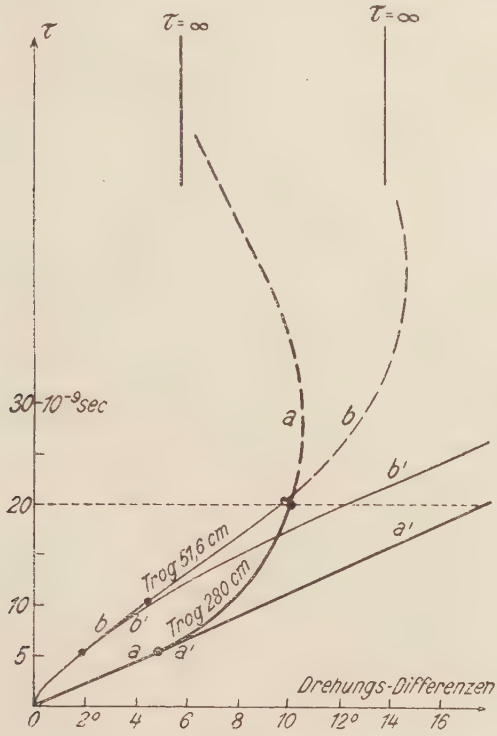

Fig. 16

die Zuordnung einer Zeit τ nicht eindeutig ist. Sie ist nur für Differenzen unterhalb 5,5 eindeutig zu verwenden. Diese Mehrdeutigkeit kann man aber leicht beheben, wenn man Trog und Spiegel in kleinerer Entfernung als 2,80 m, z. B. in der Entfernung 51,6 cm, aufstellt, wodurch die Empfindlichkeit der Methode im Bereich kleiner τ zwar abnimmt, dafür das Eindeutigkeitsgebiet sich bis etwa 12° erstreckt.

Wenn man die graphische Berechnung für die zu dieser

Entfernung entsprechende Phasenverschiebung γ wiederholt, erhält man für $\tau_1 = 5{,}17 \cdot 10^{-9}$, $\tau_2 = 2 \cdot 10^{-8}$ und $\tau_3 = \infty$ sec

$$\delta_{\tau_1} = 45^0{,}1 \qquad \delta_{\tau_2} = 37^0{,}2 \qquad \delta_{\tau_3} = 33^0{,}1 .$$

Mit dem Spiegel bei 51,6 cm würde man (Fig. 6) $\delta_s = 46{,}9^0$ erhalten. Trägt man wieder die Differenzen $\delta_s - \delta_{\tau_i}$ als Abszisse und die entsprechenden Zeiten τ_i als Ordinaten ein, so entsteht die Kurve b der Fig. 16. — Das eindeutige Gebiet ist jetzt bedeutend breiter, dagegen die Empfindlichkeit der Messung für kleinere Werte von τ gering geworden. Um die Mehrdeutigkeit im Bereiche 5—11° zu beheben, braucht man also nur den Trog T und den Spiegel S der Zelle Z zu nähern.

Die Kurven a und b sind unter der Annahme berechnet, daß die Remission des absorbierten Lichtes in Form einer abnehmenden Exponentialfunktion stattfindet. Wenn man dagegen die Annahme macht, daß die Remission erst nach einer Zeit, in der die Substanz dunkel bleibt, instantan erfolgt, erhält man als Eichkurven die Kurven a' und b' der Fig. 16. a' und b' sind direkt aus der Spiegelkurve der Fig. 6 berechnet. Denn eine reine Verspätung τ des Leuchtens in der fluoreszierenden Flüssigkeit wirkt so, als ob das Licht in einem Spiegel zurückreflektiert würde, der um $^1/_2 \tau\, c$ (c = Lichtgeschwindigkeit) weiter entfernt wäre.

Für kleinere Werte von τ laufen die Kurven a, a' und b, b' zusammen. Das bedeutet, daß bei diesen Zeiten τ eine experimentelle Unterscheidung der beiden Annahmen, bei der hier benutzten Frequenz der elektrischen Schwingungen, nicht möglich ist. — Anders ist es aber für eine Zeit τ von etwa $2 \cdot 10^{-8}$ Sek., wie sie von Gottling für Rhodamin B angegeben wird.

Wenn es sich hier um eine exponentielle Remission handeln würde, müßte man für beide Entfernungen des Troges T ungefähr dieselbe Drehungsdifferenz erhalten. Denn die Kurven a und b schneiden sich für $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$. Dagegen, wenn eine Dunkelzeit existieren würde mit darauffolgender instantaner Emission, müßte man das eine Mal etwa 12° (Fig. 16), das andere mal etwa 18° Drehungsdifferenz erhalten. Auf diese Weise wäre es also möglich, zwischen Dunkelzeit und exponentiellem Abklingen experimentell zu entscheiden. Wenn beides gleichzeitig vorhanden sein sollte, müßte man Werte erhalten, die zwischen die zwei betrachteten Extremfälle zu liegen kämen.

Da die von mir gefundenen Zeiten alle kleiner als $5 \cdot 10^{-9}$ sind, also im Bereiche liegen, wo die Kurven a, a' und b, b' zusammenfallen, kann man sie so berechnen, als ob es sich um eine reine Verspätung handeln würde.

Meßmethode und Ergebnisse

Die Meßtechnik war hier im wesentlichen dieselbe wie bei der Aufnahme der Spiegelkurve. Es wurde abwechselnd mit dem Trog T und dem Spiegel S gemessen. Eine Meßreihe bestand aus 5—10 Einzelmessungen mit jedem der beiden.

Neu hinzu tritt hier die Farbenkorrektion. Die Kerrkonstante B ist nämlich stark von der Farbe des benutzten Lichtes abhängig. Damit die mit dem Spiegel gemessenen Drehwinkel denen mit Fluoreszenz vergleichbar wären, mußte man beim Messen mit dem Spiegel einen Farbfilter einschalten, dessen Farbe möglichst nahe der mittleren Farbe des Fluoreszenzlichtes zu liegen kam. Diese Bedingung war aber nicht immer genau zu erfüllen. Das war auch nicht nötig, wenn man die wegen Farbenunterschied entstandene Differenz messen und in Abrechnung bringen konnte. Das wurde so erreicht, daß man vor und nach jeder Meßreihe mit Schwingungen Meßreihen mit Gleichspannung an der Zelle machte. Die Differenz der mit Gleichspannung gemessenen Drehwinkel für Fluoreszenzlicht und für Spiegel mit Farbfilter war die Farbenkorrektion. Diese Differenz muß, auf gleiche Amplitude gebracht, von der mit Schwingungen gemessenen Differenz abgezogen werden, um die reine Abklingungszeitdifferenz zu bekommen. Das Bringen auf gleiche Amplitude kann auch hier durch lineare Interpolation geschehen, denn für Gleichspannung ist $\delta = \frac{\alpha}{2} \pi B l \mathfrak{E}^2$, also für zwei verschiedene Farben, d. h. für zwei Werte der Kerrkonstante B, wird

$$\frac{\delta_1 - \delta_2}{\delta_1} = \frac{B_1 - B_2}{B_1}.$$

Für Wechselspannung hat eine Änderung von B eine Änderung vom Parameter p zur Folge (Formel 3 und 3′). Wir haben aber schon früher gesehen (vgl. Fig. 9), daß bei Änderungen von p eine lineare Interpolation erlaubt ist.

Das Vergleichen mit Gleichspannung vor und nach der Meßreihe mit Schwingungen beseitigte aber auch eine andere Fehlerquelle: Der Krater des Kohlenbogens brannte nicht

immer an derselben Stelle. Eine Änderung der Lage des Kraters verursachte aber eine entsprechende Änderung der Richtung

Tabelle 2

Lösung	Schwingungen			Gleichspannung			Gesamtdifferenz	Verschiebung cm	Korrektion	Korrekt.-Verschieb. cm	Zeit τ 10^{-9} sec
	Fl. Licht	Spiegel	Diff.	Fl. Licht	Spiegel	Diff.					
Rhodamin B in Glyzerin	39,1	44,0	4,9	42,9	44,0	+ 1,1	3,8	47,8	5	52,8	3,5
	40,6	44,0	3,4	45,1	44,0	— 1,1	4,5	56,7	5	61,7	4,1
	40,2	44,0	3,8	45,1	44,0	— 1,0	4,8	60,4	5	65,4	4,4
	41,1	44,0	2,9	45,8	44,0	— 1,8	4,7	59,2	5	64,2	4,3
	41,9	44,0	2,1	47,8 46,0	44,0 44,0	— 3,8 — 2,0	5,0	63,0	5	68,0	4,5
	40,1	44,0	3,9	45,2 45,2	44,0	— 1,2 — 1,2	5,1	64,2	5	69,2	4,6
	42,8	44,0	1,2	46,9 47,6	44,0	— 2,9 — 3,6	4,4	55,4	5	60,4	4,0
	42,6	44,0	1,4	46,9 47,6	44,0	— 2,9 — 3,6	4,6	58,0	5	63,0	4,2
	39,1	44,0	4,9	44,4 44,3	44,0	— 0,4 — 0,3	5,2	65,5	5	70,5	4,7
Rh. B in Wasser	42,6	44,0	1,4	46,6 46,3	44,0	— 2,6 — 2,3	3,9	49,2	5	54,2	3,6
	42,9	44,0	1,1	46,2 44,6	44,0	— 2,2 — 0,6	2,5	31,5	5	36,5	2,4
	42,9	44,0	1,1	46,4 44,7	44,0	— 2,4 — 0,7	2,7	34,0	5	39,0	2,6
	41,3	44,0	2,7	43,9	44,0	+ 0,1	2,6	32,8	5	37,8	2,5
Uranin in Glyzerin	42,5	44,0	1,5	43,7 44,6	44,0	+ 0,3 — 0,6	1,7	21,4	5	26,4	1,8
	42,8	44,0	1,2	43,6 44,3	44,0	+ 0,4 — 0,3	1,2	15,1	5	20,1	1,3
	41,8	44,0	2,2	43,8 44,0	44,0	+ 0,2 0,0	2,1	26,5	5	31,5	2,1
	42,2	44,0	1,8	44,0 44,2	44,0	0,0 — 0,2	1,9	23,9	5	28,9	1,9
	42,5	44,0	1,5	43,9		+ 0,1	1,4	17,6	5	22,6	1,5
	39,8	44,0	4,2	44,4	44,0	— 0,4	4,6	58,0	5	63,0	4,2
	40,0	44,0	4,0	42,9 42,2	44,0	+ 1,1 + 1,8	2,5	31,5	5	36,5	2,4
	41,1	44,0	2,9	44,0 43,8	44,0	0,0 + 0,2	2,8	35,3	5	40,3	2,7
Ur. in Wasser	40,3	44,0	3,7	42,5	44,0	+ 1,5	2,2	27,7	5	32,7	2,2
	39,9	44,0	4,1	42,5	44,0	+ 1,5	2,6	32,8	5	37,8	2,5
	39,1	44,0	4,9	41,8	44,0	+ 2,2	2,7	34,0	5	39,0	2,6
	40,6	44,0	3,4	42,4 43,2	44,0	+ 1,6 + 0,8	2,2	27,7	5	32,7	2,2

der zwei Lichtbündel, die vom Kalkspat K in das Nikol N_3 hineingingen. Diese zwei Bündel wurden dann von der Austrittsblende des Nikols N_3 verschieden stark durchgelassen. Das Auge empfand dann die Bilder zueinander verschieden hell,

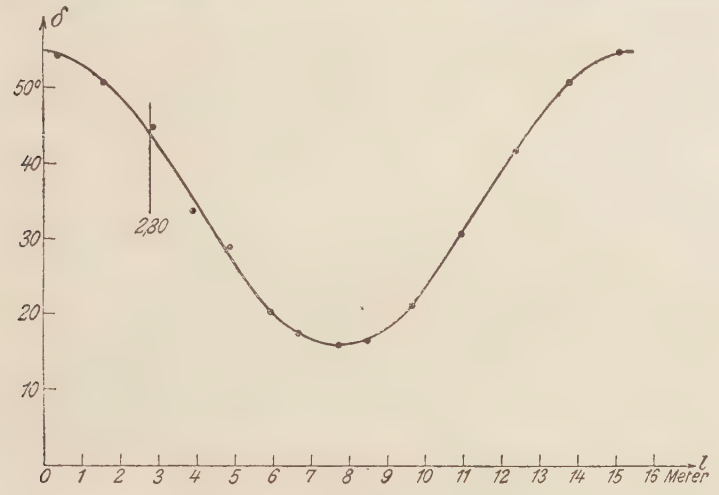

Fig. 17

je nach der Lage des Bogenkraters. Wenn man sofort vor und nach jeder Meßreihe mit Schwingungen Meßreihen mit Gleichspannung macht, wird dieser Fehler zum guten Teil beseitigt.

Es wurden auf diese Weise Messungen mit verschiedenen fluoreszierenden Lösungen durchgeführt.

Tabelle 3

	Zeit 10^{-9} sec	Bemerkungen	Nr.		Zeit 10^{-9} sec	Bemerkungen	Nr.
Rhodamin B in Glyzerin	3,5	Mittlere Konzentr.	1	Uranin in Glyzerin	1,8	Große Konzentr.	14
	4,1	„ „	2		1,3	„ „	15
	4,4	„ „	3		2,1	1/100 „	16
	4,3	„ „	4		1,9	1/10000 „	17
	4,5	20—30 mal verdünnt	5		1,5	„ „	18
	4,6	„ „	6			—	
	4,0	Zimmertemperatur	7	Uranin in Wasser Neue Lösung	4,2	—	19
	4,2	~ 120° Temperatur	8		2,4	—	20
	4,7	—	9		2,7	—	21
Rh B in Wasser	3,6	—	10		2,2	—	22
	2,4	—	11		2,5	—	23
	2,6	—	12		2,6	—	24
	2,5	—	13		2,2	—	25

Tab. 2 gibt in den ersten Spalten die schon auf gleiche Amplitude gebrachten gemessenen Drehwinkel für Fluoreszenzlicht und mit dem Spiegel S. Die dritte Spalte gibt die Differenz der beiden ersten an. Die drei folgenden dasselbe für Gleichspannung. Spalte 7 enthält die Differenz der beiden vorherigen Differenzen. Dieser Differenz entspricht dann an Hand der empirischen Spiegelkurve der Fig. 17 eine Verschiebung des Spiegels (der sich von dem Trog 2,80 m entfernt befand) um die in der Spalte 8 angegebenen Beträge.

Da der Spiegel sich etwas hinter dem Troge T befand und, da die Luftwege des Lichtes für beide nicht identisch waren, muß noch eine kleine Korrektion addiert werden (Spalte 9). Spalten 10 und 11 geben dann die endgültige Verschiebung und die entsprechenden mittleren Abklingungszeiten τ an.

Eine Reduktion auf gleiche Wellenlänge war hier nicht notwendig wegen der Kleinheit der anzubringenden Korrektionen.

Es wurden natürlich auch Blindversuche gemacht, indem man an Stelle des Troges T einen kleinen Spiegel stellte, und sonst alles andere unverändert gelassen wurde. Die mit T und S gemessenen Drehwinkel zeigten dann Abweichungen, die kleiner waren als $0{,}6^0$.

Tab. 3 gibt eine Übersicht über die erzielten Ergebnisse und die Bedingungen, unter denen die einzelnen Zahlen gemessen wurden.

Diskussion der Ergebnisse

Es wurde nach einem Einfluß der Konzentration auf die Abklingungszeit bei Rhodamin- und bei Uraninlösungen gesucht. Dieser Einfluß, wenn er existiert, scheint klein zu sein. Aus den Messungen ist er nicht bemerkbar. Es wurde dann versucht, ob der Wert der Abklingungszeit von der Temperatur der Lösung stark abhängig war. Dazu wurde mit einer Lösung von Rhodamin B in Glyzerin zunächst bei Zimmertemperatur eine Meßreihe vorgenommen, dann die Lösung mit dem Bunsenbrenner erwärmt und eine neue Meßreihe gemacht. Die Ergebnisse sind in Zeilen 7 und 8 der Tab. 8 angegeben. Wie man sieht, scheint auch die Temperatur keinen wesentlichen Einfluß auf τ zu haben.

Dagegen scheint das Lösungsmittel von Bedeutung für die Abklingungszeit zu sein. Bei Rhodamin B ergeben sich deut-

lich kleinere Zahlen in Wasser als in Glyzerin. Derselbe Einfluß ist für Uranin nicht zu erkennen.

Die hier gefundenen Abklingungszeiten sind auffallend klein. Man muß sich daran erinnern, daß die Fluoreszenzabklingungszeiten von Gasen, die bis jetzt gemessen worden sind, von der Größenordnung 10^{-8} oder sogar 10^{-7} sind.

Andererseits hat Gottling, wie am Anfang erwähnt, mit der Anordnung von Abraham und Lemoine für Rhodamin in Glyzerin eine Verzögerungszeit $\tau = 2{,}11 \mp 0{,}14 \cdot 10^{-8}$ Sek. gemessen. Ich bekomme dagegen für dieselbe Lösung im Mittel $4{,}3 \mp 0{,}3 \cdot 10^{-9}$ Sek., also einen Wert, der fünfmal kleiner ist als der von Gottling angegebene. Diese Differenz kann durch die von Gottling und mir angegebenen Fehlergrenzen nicht überbrückt werden.

Gottling spricht aber in seiner Arbeit nirgends von einem Farbfilter. Es liegt nahe anzunehmen, daß er keinen benutzt hat. Wir haben andererseits in Tab. 2 gesehen, daß auch wenn ein passender Farbfilter benutzt wird, die Farbenkorrektion keineswegs zu vernachlässigen ist. Wenn man überhaupt keinen Farbfilter verwendet, werden die wegen der starken Abhängigkeit der Kerrkonstante von der Farbe des Lichtes entstandenen Fehler bedeutend größer als der zu messende Wert. Dieser Fehler beeinflußt das Ergebnis in dem Sinne, daß zu große Abklingungszeiten vorgetäuscht werden.

Sollte die Differenz der von beiden Verfassern gefundenen Zeiten trotzdem reell sein, so könnte sie nur so gedeutet werden, daß Gottling die Fluoreszenz unmittelbar mit dem Lichte eines elektrischen Funkens angeregt hat, also vornehmlich mit kurzwelligem Lichte, dagegen meine Apparatur ultraviolett undurchlässig war, so daß die Fluoreszenz nur mit sichtbarem Lichte erregt wurde. Es könnte nun so sein, daß bei Erregung der Fluoreszenz mit sichtbarem Lichte die atomaren Vorgänge anders wären, als wenn man mit ultraviolettem Lichte erregt. Indizien dafür liegen in den Ergebnissen einer Arbeit von W. L. Lewschin[1]) vor, wonach der Polarisationsgrad des Fluoreszenzlichtes von mit linear polarisiertem Lichte erregten Rhodamin B-Lösungen von der Farbe des erregenden Lichtes abhängig ist. Lewschin[2]) hat selber dies dahin gedeutet, daß

1) Zeitschr. f. Phys. **26.** S. 274. 1924.
2) Zeitschr. f. Phys. **32.** S. 314. 1925.

die mittlere Abklingungszeit von der Farbe des erregenden Lichtes abhängig sein soll.

Es wird versucht, um diese Frage zu klären, die Apparatur ultraviolettdurchlässig zu machen.

Zusammenfassung

1. Es wird gezeigt, daß man den Zahnradunterbrecher von Fizeau zur Messung der Lichtgeschwindigkeit mit Vorteil durch eine elektrooptische Anordnung ersetzen kann. Die Theorie der neuen Anordnung wird angegeben.

2. Die Folgerung der Maxwellschen Theorie, wonach die Länge der stehenden Wellen längs Lecherschen Drähten gleich der Wellenlänge im Dielektrikum ist, wird zum ersten Male geprüft.

3. Einige Beobachtungen über eine wirbelerzeugende Wirkung einer Gleichspannung auf die in der Kerrzelle befindliche Flüssigkeit werden angegeben.

4. Es werden Fluoreszenzabklingungszeiten von flüssigen Farbstofflösungen unter verschiedenen Bedingungen gemessen und von der Größenordnung 10^{-9} Sek. gefunden.

5. Die erzielten Ergebnisse werden mit dem von Gottling angegebenen fast zehnmal so großen Wert verglichen, und eine mögliche Ursache der Diskrepanz wird angegeben.

Hrn. Prof. Peter Pringsheim bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit, sein dauerndes Interesse und seine ständige Unterstützung zu besonderem Dank verpflichtet. — Hrn. Prof. Kiebitz für manchen Ratschlag betreffend die elektrische Anordnung, und der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft für Physik für die Gewährung von Mitteln zur Anschaffung eines Teiles der nötigen Instrumente, gebührt auch mein Dank.

Lebenslauf

Ich, Enrique Gaviola, geboren zu Mendoza in Argentinien am 31. August 1900 als Sohn eines Landwirts, habe das Gymnasium in Mendoza absolviert, von 1917 bis 1921 in der Universität La Plata (Argentinien) Ingenieurwissenschaften und Physik studiert, von 1922 bis Herbst 1923 in Göttingen, und von da ab, bis Herbst 1925, in Berlin meine physikalischen Studien erweitert.